Письма в ЖЭТФ, том 49, вып. 2, стр. 65 – 68 *25 января 1989 г.*

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРИНО С КОЛЛЕКТИВНЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ НЕЙТРОННОЙ МАТЕРИИ

Л.Б.Леинсон

Взаимодействие нейтрино с коллективными колебаниями в виде спиновых волн и нулевого звука в нейтронной ферми-жидкости, кванты которых являются бозонами, вносит существенный вклад в процессы релаксации нейтрино на поздней стадии гравитационного коллапса и при остывании нейтронного остатка звезды.

На поздней стадии гравитационного коллапса звезды и при остывании ее нейтронного остатка, когда плотность нейтронов достигает значений $n_0 \gtrsim 10^{38}$ см$^{-3}$, в нейтронной ферми-жидкости возможно существование коллективных колебаний в виде спиновых волн и нулевого звука, кванты которых являются бозонами. Процессы релаксации нейтрино путем обмена энергией с этими коллективными квантами могут конкурировать с рассеянием нейтрино на электронах, т.к. обмен энергией между нейтрино и вырожденными электронами среды в значительной мере подавлен вырождением нейтринного газа.

Рассматривая рассеяние нейтрино на флуктуациях плотности частиц и спиновой плотности в нейтронной материи, будем исходить из взаимодействия нейтрино с нейтронами среды через нейтральные токи в точечном четырехфермионном приближении [1]. Такое приближение справедливо, когда энергия нейтрино много меньше массы Z-бозона[1)]. Полагая нейтроны нерелятивистскими можно записать νN-взаимодействие в виде

$$\hat{\mathcal{H}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [(\bar{\Psi}_\nu \frac{1+\gamma_5}{2} \gamma^0 \Psi_\nu) (\varphi^+ \varphi) - g_A (\bar{\Psi}_\nu \frac{1+\gamma_5}{2} \vec{\gamma} \Psi_\nu) (\varphi^+ \hat{\vec{\sigma}} \varphi)], \tag{1}$$

Где $G_F = 10^{-5}/m_p^2$ (m_p – масса протона) $g_A = 1{,}25$ – аксиальная константа слабого взаимодействия, Ψ_ν и φ – операторы свободных нейтринного и нейтронного полей, $\hat{\vec{\sigma}}$ – матрицы Паули. Мы полагаем, что биспинорные амплитуды нейтрино нормированы условием $\bar{\nu}_q \nu_q = 2\epsilon$, $q = (\epsilon = |\,\mathbf{q}\,|, \mathbf{q})$, а спинорные амплитуды нейтронов имеют нормировку $u^+_{\mathbf{p}} u_{\mathbf{p}} = 1$.

Усреднив взаимодействие (1) по физически бесконечно малому объему среды с использованием неравновесной одночастичной матрицы плотности нейтронов $f_{ss'}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$, получим

$$\hat{\mathcal{H}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [(\bar{\Psi}_\nu \frac{1+\gamma_5}{2} \gamma^0 \Psi_\nu) n(\mathbf{r}, t) - g_A (\bar{\Psi}_\nu \frac{1+\gamma_5}{2} \vec{\gamma} \Psi_\nu) \delta \vec{\sigma}(\mathbf{r}, t)], \tag{2}$$

[1)] Используется система единиц $\hbar = c = 1$, метрика Фейнмана $q_\mu q^\mu = \epsilon^2 - \mathbf{q}^2$, стандартное представление γ-матриц Дирака, причем $\gamma_5^+ = \gamma_5 = -i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$

где $n(\mathbf{r}, t) = n_0 + \delta n(\mathbf{r}, t)$. n_0 – равновесная плотность нейтронов. Малые возмущения плотности нейтронов $\delta n(\mathbf{r}, t)$ и плотности спина $\delta\vec{\sigma}(\mathbf{r}, t)$ в линейном приближении независимы [2]. Поэтому квадрат матричного элемента перехода нейтрино из состояния q в состояние q' за счет взаимодействия (2) равен

$$\overline{|M_{qq'}|^2} = \frac{G_F^2}{2} \mathrm{Sp}\left[\frac{1+\gamma_5}{2}\gamma^0(\gamma q')\gamma^0(\gamma q)\right]\langle \delta n^2\rangle_{\omega,\mathbf{k}} + \\ + g_A^2\frac{G_F^2}{2}\mathrm{Sp}\left[\frac{1+\gamma_5}{2}\gamma_i(\gamma q')\gamma_j(\gamma q)\right]\langle\delta\sigma_i\delta\sigma_j\rangle_{\omega,\mathbf{k}}, \tag{3}$$

где $\omega = \epsilon - \epsilon'$, $\mathbf{k} = \mathbf{q} - \mathbf{q}'$; $\langle \delta n^2\rangle_{\omega,\mathbf{k}}$ и $\langle\delta\sigma_i\delta\sigma_j\rangle_{\omega,\mathbf{k}}$ – соответственно, спектральные распределения флуктуаций плотности частиц и плотности спина, усредненные по распределению Гиббса.

Нейтроны среды считаются вырожденными, т.е. $T \ll \epsilon_F$ (T – температура среды, $\epsilon_F = P_F^2/2m^*$ – энергия Ферми, m^* – масса нейтронной квазичастицы). Взаимодействие между квазичастицами при малых передаваемых импульсах $\delta p \ll P_F$, $\delta E \ll E_F$ вблизи поверхности Ферми можно записать в приближении s-рассеяния [3].

$$\hat{\mathcal{F}}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = \frac{\pi^2}{p_F m^*}(F_0 + G_0\hat{\vec{\sigma}}\hat{\vec{\sigma}}'), \tag{4}$$

где безразмерные константы $F_0 \sim G_0 \sim 1$ должны быть найдены из сравнения теории с опытом. Изотопическое смещение уровней и квадрупольные моменты ядер удовлетворительно объясняются при $F_0 = 1{,}35$, данные по магнитным моментам ядер дают $G_0 = 0{,}5$ [3].

Согласно теории ферми-жидкости [4] при $\omega\tau \gg 1$ ($\tau \sim T^{-2}$ – время между столкновениями квазичастиц) спектральное распределение флуктуаций плотности $\langle\delta n^2\rangle_{\omega,\mathbf{k}}$ имеет резкие максимумы на частотах, соответствующих нулевому звуку, скорость которого u_0 определяется уравнением

$$\frac{1}{F_0} = \frac{u_0}{2v_F}\ln\frac{u_0+v_F}{u_0-v_F} - 1, \tag{5}$$

где $v_F \ll 1$ – скорость квазичастиц на поверхности Ферми. Аналогично, спектральное распределение флуктуаций плотности спина $\langle\delta\sigma_i\delta\sigma_j\rangle_{\omega,\mathbf{k}}$ имеет резкие максимумы на частотах, соответствующих спиновым волнам, скорость которых u_s определяется из уравнения, которое отличается от уравнения (5) лишь заменой F_0 и u_0 на G_0 и u_s. Используя указанные выше значения F_0 и G_0, получим $u_0/v_F = 1{,}08$; $u_s/v_F = 1{,}005$. В окрестности максимумов спектральные распределения флуктуаций имеют вид [5]:

$$\langle\delta n^2\rangle_{\omega,\mathbf{k}} = \frac{2m^* p_F}{\pi}A\frac{\mathrm{sign}\,\omega}{[1-\exp(-\omega/T)]}ku_0\delta(|\omega| - ku_0), \tag{6}$$

$$\langle\delta\sigma_i\delta\sigma_j\rangle_{\omega,\mathbf{k}} = \delta_{ij}\frac{2m^* p_F}{\pi}B\frac{\mathrm{sign}\,\omega}{[1-\exp(-\omega/T)]}ku_s\delta(|\omega| - ku_s), \tag{7}$$

где

$$A = (u_0^2 - v_F^2)/F_0[(1+F_0)v_F^2 - u_0^2] \approx 0{,}1,$$

$$B = (u_s^2 - v_F^2)/G_0[(1+G_0)v_F^2 - u_s^2] \approx 0{,}03.$$

Используя формулы (3), (6), (7) получаем вероятность рассеяния нейтрино из состояния **q** в состояние $\mathbf{q}' = \mathbf{q} - \mathbf{k}$. Для рассеяния на нулевом звуке:

$$dw_0 = \frac{A}{\pi} G_F^2 m^* p_F \left(1 + \frac{\mathbf{q}\mathbf{q}'}{\epsilon_{\mathbf{q}}\epsilon_{\mathbf{q}'}}\right) k u_0 [(N_0 + 1)\delta(\epsilon_{\mathbf{q}} - \epsilon_{\mathbf{q}'} - k u_0) + N_0 \delta(\epsilon_{\mathbf{q}} - \epsilon_{\mathbf{q}'} + k u_0)] \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \qquad (8)$$

Для рассеяния на спиновых волнах

$$dw_s = \frac{B}{\pi} g_A^2 G_F^2 m^* p_F \left(3 - \frac{\mathbf{q}\mathbf{q}'}{\epsilon_{\mathbf{q}}\epsilon_{\mathbf{q}'}}\right) k u_s [(N_s + 1)\delta(\epsilon_{\mathbf{q}} - \epsilon_{\mathbf{q}'} - k u_s) + N_s \delta(\epsilon_{\mathbf{q}} - \epsilon_{\mathbf{q}'} + k u_s)] \frac{d^3 k}{(2\pi)^3}, \qquad (9)$$

где $N_{0,\,s} = [\exp(k u_{0,\,s}/T) - 1]^{-1}$ – число квантов частоты $k u_{0,\,s}$ в термодинамическом равновесии. Возможные значения переданного импульса при рассеянии определяются законом сохранения энергии $\epsilon_{\mathbf{q}} - \epsilon_{\mathbf{q}'} = \pm k u_{0,\,s}$, из которого следует $k \leqslant 2\epsilon_{\mathbf{q}}(1 \mp u_{0,\,s})$.

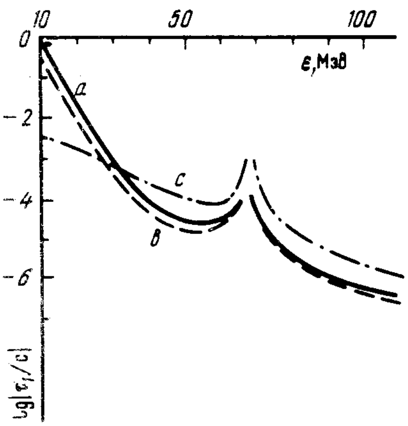

Рис. 1

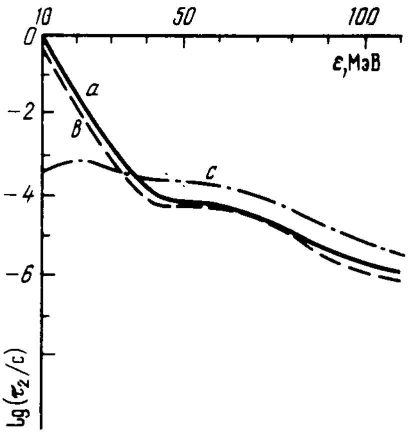

Рис. 2.

Рис. 1. Характерное время релаксации энергии нейтрино $\tau_1(\epsilon)$ для рассеяния нейтрино на нулевом звуке *(а)*, для рассеяния на спиновых волнах *(в)*, для рассеяния на электронах *(с)*. Расчет сделан для $\mu_e = 80$ МэВ, $\mu_\nu = 63$ МэВ, $T = 5$ МэВ, $n_e = 10^{38}$ см$^{-3}$.

Рис. 2. Характерное время диффузии нейтрино по энергии $\tau_2(\epsilon)$ для рассеяния нейтрино на нулевом звуке *(а)*, для рассеяния на спиновых волнах *(в)*, для рассеяния на электронах *(с)*. $\mu_e = 80$ МэВ, $\mu_\nu = 63$ МэВ, $T = 5$ МэВ, $n_e = 10^{38}$ см$^{-3}$.

На рис. 1, 2 представлены вычисленные с помощью формул (8) и (9) два характерных времени релаксации нейтрино $\tau_1 \equiv -\epsilon/\langle \epsilon' - \epsilon \rangle$ и $\tau_2 \equiv \epsilon^2 / \langle (\epsilon' - \epsilon)^2 \rangle$, определенные с помощью первого и второго моментов переданной энергии

$$\langle (\epsilon' - \epsilon)^n \rangle \equiv \int dw_{0,\,s} (\epsilon_{q'} - \epsilon_q)^n [1 - f_\nu(\epsilon_{q'})], \qquad (10)$$

где $f_\nu(\epsilon) = [1 + \exp(\epsilon - \mu_\nu)/T]^{-1}$ – функция распределения равновесных нейтрино с химическим потенциалом μ_ν. В соответствии с определением (10) $\tau_1(\epsilon)$ – характерное время обмена энергией между нейтрино и коллективными колебаниями нейтронной ферми-жидкости, $\tau_2(\epsilon)$ – характерное время диффузии нейтрино по энергии [6]. Для сравнения на рис. 1, 2 представлены зависимости $\tau_{1,2}(\epsilon)$ соответствующие рассеянию нейтрино на электронах среды с химическим потенциалом μ_e. (Подробности вычислений $dw_e(q,q')$для рассеяния нейтрино на электронах см. [7]).

Вырождение нейтринного газа в значительной мере затрудняет обмен энергией между нейтрино и вырожденными электронами среды, но не препятствует обмену энергией с квантами коллективных колебаний нейтронной ферми-жидкости, которые являются бозонами.

В результате чего на поздней стадии коллапса звезды и при остывании ее нейтронного остатка рассеяние нейтрино на нулевом звуке и спиновых волнах конкурирует с рассеянием на электронах в процессе термализации нейтрино.

Литература

1. *Окунь Л.Б.* Лептоны и кварки. М.: Наука, 1984.
2. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Статистическая физика, часть 2, М.: Наука, 1978.
3. *Мигдал А.Б.* Метод квазичастиц в теории ядра. М.: Наука, 1967.
4. *Ландау Л.Д.* ЖЭТФ, 1957, 32, 59.
5. *Абрикосов А.А., Халатников И.М.* ЖЭТФ, 1958, 34, 198.
6. *Tubbs D.L.* Astr. Journ., 1979, 231, 846.
7. *Yueh W.R., Buchler J.R.* Ap. Space Sci., 1976, 41, 221.

Поступила в редакцию
21 сентября 1988 г.
После переработки
21 ноября 1988 г.

Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволн
Академии наук СССР